Untersuchung über die gasionisierende Strahlung einer Entladung

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch- Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Hamburg

vorgelegt von

ALFRED PRZYBYLSKI
aus Chelm / Polen

Hamburg 1960

UNTERSUCHUNG ÜBER DIE GASIONISIERENDE STRAHLUNG EINER ENTLADUNG

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch- Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Alfred Przybylski
aus Chelm/Polen

Hamburg

1960

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Genehmigt von der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Hamburg

auf Antrag von Professor Dr. H. Raether

Hamburg, den 2. 11. 1960 Professor Dr. E. Otremba
(Dekan)

Fotodruck: Mikrokopie G.m.b.H. München 2, Weinstr. 4

Inhaltsverzeichnis.

		Seite
I	Einleitung	3
II	Apparatur und Meßmethode	5
III	Sauerstoff	7
IV	Gemische aus Stickstoff und Sauerstoff	13
V	Luft	19
VI	Stickstoff	24
VII	Methanzusätze zu verunreinigtem Stickstoff	26
VIII	Kohlendioxyd	28
IX	Anhang	29
X	Zusammenfassung	36
XI	Literaturverzeichnis	37

I Einleitung

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist zu untersuchen, ob Gasentladungen eine Strahlung emittieren, die das eigene Gas zu ionisieren vermag und Absorptionskoeffizienten sowie die Intensität dieser Strahlung zu bestimmen. Dabei sind zwei Prozesse möglich, die zur Photoionisierung führen.

Wird die Entladung in einem reinen Gas unterhalten, das nur eine Sorte von Atomen oder Molekülen enthält, dann muß die zur Ionisierung fähige Strahlung Niveaus entstammen, die über der niedrigsten Ionisierungsgrenze liegen. Solche Niveaus sind bekannt. Sie werden erzeugt durch die Anregung von Elektronen, die stärker gebunden sind als das am schwächsten gebundene "Leuchtelektron", oder durch Doppelanregung zweier Elektronen in einem Stoß. Solche Zustände können durch den bekannten Augereffekt strahlungslos in den energiegleichen Zustand des kontinuierlichen Energiespektrums übergehen, womit das Molekül dann ionisiert ist. Da für diese strahlungslosen Übergänge gewisse Auswahlregeln gelten, besteht jedoch auch eine Wahrscheinlichkeit dafür, daß Elektronen von diesen Niveaus in den Grundzustand unter Strahlungsemission übergehen. Die Intensität dieser Strahlung muß dem Entladungsstrom proportional sein. Eine Photoionisierung kann auch durch Rekombinationsstrahlung erfolgen, wobei die Intensität allerdings eine quadratische Abhängigkeit vom Entladungsstrom zeigen muß.

Für eine Entladung in einem Gasgemisch dagegen besteht noch eine zweite Möglichkeit der Photoionisierung. Enthält dieses Gemisch zwei Gaskomponenten F und G, mit Ionisierungsenergien $U_f > U_g$, dann kann von F emittierte Strahlung, die von Niveaus unterhalb der Ionisierungsgrenze von F stammt, die Moleküle G ionisieren, wenn diese Niveaus zwischen den beiden Ionisierungsgrenzen liegen.

In der vorliegenden Arbeit wurde für die Untersuchung der ionisierenden Gasentladungsstrahlung als Strahlungsquelle sowohl die Entladung in einem koaxialen Zylinderfeld als auch eine Funkenentladung verwendet. Der Nachweis der Strahlung erfolgte mit einer unterteilten Ionisationskammer, die die Messung der Strah-

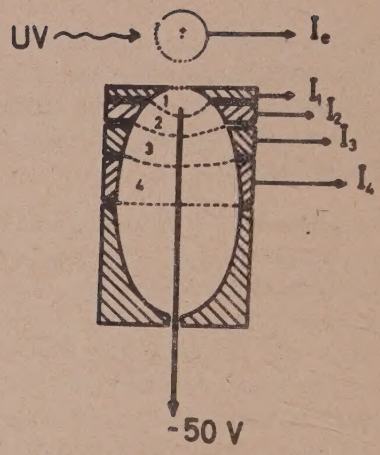

Fig. 1. Versuchsanordnung (schematisch) bestehend aus der Entladungsstrecke (koaxiales Zylinderfeld) und einer unterteilten Ionisationskammer mit der Kathode als Innenelektrode.

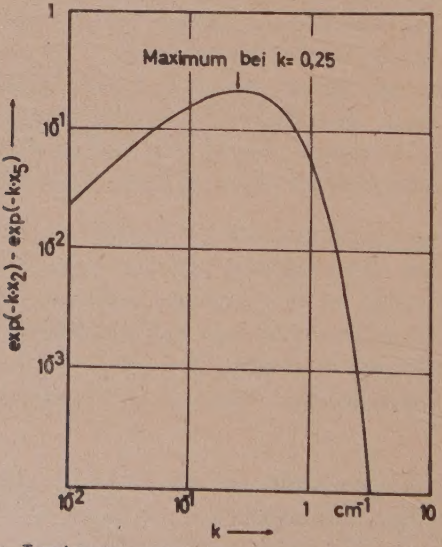

Fig. 2. In der Ionisationskammer absorbierter Anteil der Strahlung, die von der Entladung in die Kammer emittiert wird, in Abhängigkeit vom Absorptionskoeffizienten.

lungsintensität in verschiedenen Entfernungen von der Strahlungsquelle gestattete.

II Apparatur und Meßmethode

Fig. 1 zeigt die Meßanordnung. Ein koaxiales Zylinderrohr dient als Entladungsstrecke. - An die Stelle dieser Anordnung wurde auch eine Funkenstrecke gesetzt, wobei die Funkenachse an der Stelle des Innenleiters lag. - Durch ein seitliches Gitterfenster wird UV-Licht eingestrahlt, das die Entladung unterhält. Die von der Entladung emittierte Strahlung gelangt durch ein Gitterfenster am Boden des Außenzylinders in die darunter befindliche Ionisationskammer. Die Kammer ist in mehrere Segmente unterteilt, von denen die Segmente 2, 3 und 4 für Meßzwecke verwendet werden. Die in definierten Volumina gebildeten Ladungsträger werden als Ströme I_2 - I_4 abgesaugt. Aus den Quotienten dieser Ströme lassen sich die Absorptionskoeffizienten (Ak) der Strahlung berechnen, wobei

k_{23} aus I_2/I_3

und k_{34} aus I_3/I_4 bestimmt werden.

Eine monochromatische Strahlung mit einheitlichem Ak wird

$$k_{23} = k_{34} = \frac{\mu \cdot P}{760} \qquad (1)$$

liefern, wobei μ der Ak bezogen auf 760 mm Hg ist. Die Beziehung (1) ist das Beersche Gesetz, das eine Proportionalität zwischen dem Ak und dem Druck fordert. Ein Strahlungsgemisch mit Komponenten verschiedener Ak wird aber wegen der Ausfilterung der weicheren Komponenten $k_{23} > k_{34}$ ergeben.

In Fig. 2 ist der Bruchteil der Strahlung aufgetragen, der von der Entladung in die Kammer emittiert und in dieser absorbiert wird nach der Beziehung

$$e^{-k \cdot x_2} - e^{-k \cdot x_5}, \qquad (2)$$

wobei $k = \frac{\mu \cdot P}{760}$ der Absorptionskoeffizient,

x_2 die Entfernung von der Strahlungsquelle bis zum Anfang des zweiten Segments,

x_5 die Entfernung von der Quelle bis zum Ende des vierten Segments ist.

In der vorliegenden Anordnung ist

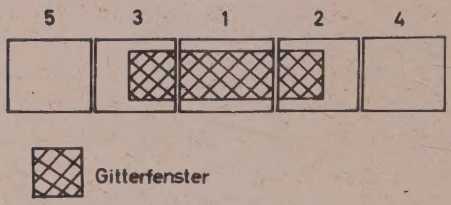

Fig. 3. Aufbau des Außenzylinders der Entladungsstrecke (schematisch). Diese Anordnung gestattet, den Entladungsstrom getrennt in verschiedenen Teilen der Strecke zu messen.

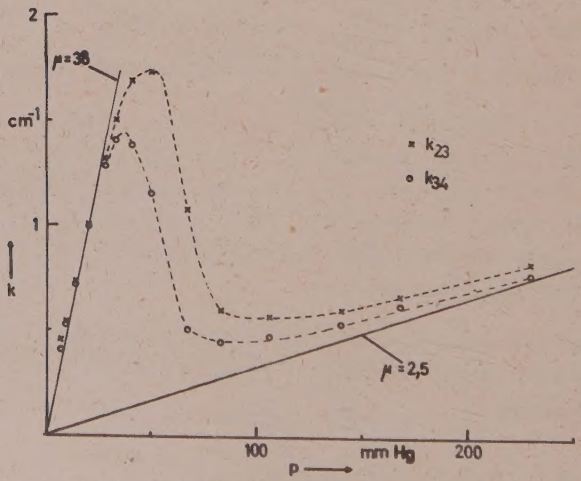

Fig. 4. Absorptionskoeffizient der ionisierenden Strahlung eines Funkens (Spitzenfunkenstrecke) in Sauerstoff.

$x_2 = 2{,}85$ cm
$x_5 = 5{,}2$ cm.

Bei einer mit konstanter Intensität emittierenden Quelle wird also bei einer monochromatischen Strahlung mit einem einheitlichen μ ein Strom in der Ionisationskammer gemessen werden, der eine Abhängigkeit von k und damit auch von p zeigt, wie der Verlauf von Fig. 2. Eine ausführliche Beschreibung der Meßanordnung und der Eichung derselben findet sich in I [1] .
Gegenüber der in I beschriebenen Anordnung ist der Aufbau der Entladungsstrecke verändert worden und zwar aus folgender Erwägung. In der vorliegenden geometrischen Anordnung (siehe Fig. 3) gelangen Photonen von einem 11 mm langen Stück des Innenleiters in die Ionisationskammer. Da die Ausblendung der Strahlung vom Ort der Emission abhängt, muß über die gesamte strahlende Strecke hin eine gleichmäßige Stromdichte herrschen, damit bei gleichem Gesamtstrom stets die gleiche Zahl von Photonen in die Kammer gelangt.

Der Mantel der hier verwendeten Entladungsstrecke besteht daher aus fünf Teilen. Der mittlere Teil - 11 mm lang - gestattet die Messung des Teiles des Entladungsstromes, der Photonen in die Kammer emittiert. Das Gitterfenster dieses Teiles erstreckt sich über die gesamte Breite, damit die Elektronen durch das UV-Licht gleichmäßig über die Fläche ausgelöst werden. Die beiden benachbarten Teile 2 und 3 haben ebenfalls Gitterfenster von 5 mm Länge, damit die Entladung über eine größere Länge gleichmäßig brennt. Die äußeren Teile 4 und 5 nehmen den bei einer selbständigen Entladung an den Enden des Innenleiters ungleichmäßig brennenden Teil der Entladung auf, damit mit den drei mittleren Teilen die Gleichmäßigkeit einer solchen selbständigen Entladung kontrolliert werden kann. Die Ionisationskammerströme wurden mit einem Schwingkondensator-Elektrometer gemessen, das Ströme bis zu 10^{-15}A zu messen gestattete.

III Sauerstoff

Die Meßwerte von Absorptionskoeffizienten (Ak) der gasionisierenden Strahlung, die von einer Zylinderfeldentladung in Sauerstoff emittiert wird, wurden bereits ausführlich in I beschrieben. Die wesentlichen Merkmale dieser Ergebnisse, wie sie der Fig. 4 in I entnommen werden können, sind:

Bei Drücken $p > 12$ mm Hg gelangt nur eine monochromatische Strahlungskomponente in die Ionisationskammer mit einem auf Atmosphärendruck reduzierten Ak von $\mu = 38\ cm^{-1}$. Die Monochromasie folgt aus dem Zusammenfallen von k_{23} und k_{34}, sowie aus der Erfüllung des Beerschen Gesetzes. Eine Messung von Ak für Drucke $p > 30$ mm Hg ist aus Intensitätsgründen nicht möglich. Bei Drucken $p < 10$ mm Hg gelangen weitere Strahlungskomponenten mit höheren μ in die Ionisationskammer. Dies folgt aus der Aufspaltung von k_{23} und k_{34}, die durch die Ausfilterung der weicheren Komponenten bedingt ist.

An die Stelle der Zylinderanordnung wurde eine Spitzenfunkenstrecke gesetzt, die aus zwei Kegelspitzen bestand, die vorn abgerundet waren mit einem Ø von ca. 0,7 mm und einem Scheitelabstand von 1 mm. Die Funkenfolge betrug ca. 10^4/sec. Der mittlere Entladungsstrom wurde mit einem Amperemeter gemessen, dem eine große Kapazität parallel geschaltet war. Die Messungen mit dieser Funkenstrecke ergaben die Meßwerte von Fig. 4. Darin ist die Gerade eingezeichnet, die den aus Zylinderfeldmessungen ermittelten Ak von $\mu = 38$ repräsentiert. Im Bereich $10 < p < 30$ liegen die Ak der Funkenstrahlung ebenfalls auf dieser Geraden. Die Zylinderfeld- und die Funkenstrahlung sind also in diesem Druckbereich bezüglich des μ identisch. Bei zunehmendem Druck spalten die Meßwerte auf und gehen schließlich asymptotisch gegen eine Gerade mit $\mu = 2{,}5$. Da $k_{23} \neq k_{34}$ ist bis zu den höchsten der Messung zugänglichen Drucken, kann nicht streng entschieden werden, ob es sich hier um eine einzige Komponente mit $\mu = 2{,}5$ handelt, oder um mehrere Komponenten mit fast gleichem μ.

Die Frage, ob diese schwach absorbierbare Komponente auch von einer Zylinderfeldentladung emittiert wird, kann nicht durch Messung des Ak beantwortet werden. Eine weiter hinten folgende Auswertung der Intensitätsmessungen der Zylinderfeldentladung macht allerdings eine Emission dieser Strahlung auch im Zählrohr sehr wahrscheinlich. In I befindet sich eine Zusammenstellung der bisher in der Literatur bekanntgewordenen Meßwerte von Ak. Darin ist eine Gruppe von Werten, die zwischen 1,2 und 5 liegen und mit einer Funkenentladung als Lichtquelle ermittelt worden sind. Da diese Autoren sämtlich bei Drucken über 120 mm Hg gemessen haben, konnte von ihnen die

Komponente mit $\mu = 38$ nicht nachgewiesen werden.

Die Fig. 5 zeigt den Quotienten aus dem Gesamtstrom in der Ionisationskammer und dem Entladungsstrom in Abhängigkeit vom Druck. Die Werte für die Zylinderfeldentladung entsprechen dem in I gezeigten Verlauf, erstrecken sich jedoch zu höheren Drucken hin. Die Kurve für die Funkenentladung zeigt einen qualitativ anderen Verlauf. Zunächst liegen im Druckbereich $10 < p < 30$, wo beide Entladungen eine Strahlung mit gleichem Ak emittieren, die Werte für den Funken um etwa 3 bis 10 mal höher. Dabei sind die Meßwerte für den Funken auf die gleiche Raumwinkelbegrenzung umgerechnet, der die Zylinderfeldstrahlung unterliegt. Da die Strahlung in beiden Fällen durch Absorption um den gleichen Faktor geschwächt wird, ist also die Anzahl der emittierten Quanten pro Elektron im Funken um diesen Faktor höher als im Zylinderfeld. Zu höheren Drucken hin macht sich die Absorption der Strahlung mit $\mu = 2{,}5$ bemerkbar. Die gesamte Kurve läßt sich als Summe zweier Kurven des Typus von Fig. 2 auffassen. Aus der Angabe, daß das Maximum einer solchen Kurve bei etwa $k = 0{,}25$ liegt, läßt sich grob abschätzen, daß diese schwach absorbierbare Komponente etwa 10^2 bis 10^3 mal schwächer emittiert wird als die Komponente mit $\mu = 38$.

Reduziert man die Werte für die Zylinderfeldentladung von Fig. 5 auf die Quelle unter Berücksichtigung der Absorption und der Abschattung der Strahlung durch den Innenleiter (Ø 1 mm), die mit 25 % angesetzt ist, so erhält man einen mittleren Quotienten $\bar{\omega}/\alpha$, wobei $\bar{\omega}$ im wesentlichen die Zahl der anregenden Stöße pro cm ist (siehe Anhang). Die Ergebnisse sind in Fig. 6 eingetragen. Dabei werden zwei Druckbereiche getrennt, und zwar der Bereich, in dem die Ak direkt gemessen worden sind von dem Druckbereich, für den die Ak extrapoliert wurden. Für $10 < p < 30$ ergibt sich eine Abnahme von $\bar{\omega}/\alpha$ bei zunehmendem Druck, die durch den als "quenching" bekannten Prozeß der strahlungslosen Vernichtung von angeregten Zuständen durch auslöschende Stöße bedingt ist. Die Abnahme der Intensität mit steigendem Druck findet dabei nach der Beziehung

$$I_0/I_p = 1 + p/p_0 \qquad \text{statt.} \qquad (3)$$

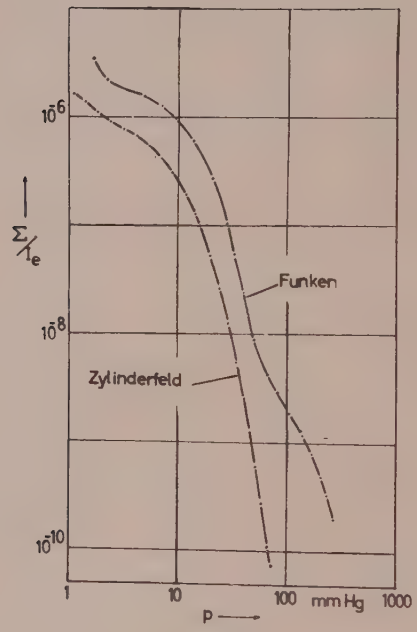

Fig. 5. Der Quotient Σ/I_e aus dem Ionisationskammerstrom und dem Strom im Mittelteil der Zylinderfeldentladung bzw. dem mittleren Funkenstrom in Abhängigkeit vom Druck, gemessen in Sauerstoff.

Für ein p_o = 36 mm Hg ist in Fig. 6 ein Angleich der Meßwerte nach dieser Beziehung vorgenommen.

Die Punkte für p > 30, für die keine direkt gemessenen Ak vorliegen, sind unter der Annahme berechnet, daß auch dort nur die Komponente mit μ = 38 absorbiert wird. Wie ersichtlich, kommt dabei eine Zunahme von $\tilde{\omega}/\alpha$ mit steigendem Druck heraus. Da es kaum möglich ist, einen Effekt zu finden, der eine Erklärung dieser Zunahme für die Komponente mit μ = 38 gestattet, liegt es nahe, diese Zunahme auf die Absorption der in der Funkenstrahlung gefundenen Komponente mit μ = 2,5 zurückzuführen. Die berechneten Werte lassen sich erklären, wenn man annimmt, daß diese schwach absorbierbare Komponente in der Zylinderfeldentladung etwa $3 \cdot 10^{-4}$ mal schwächer emittiert wird als die stark absorbierbare.

Daß die Absorption der Komponente mit μ = 2,5 am unteren Ende der Kurve für das Zylinderfeld in Fig. 5 nicht deutlich sichtbar wird, liegt daran, daß bei vergleichbaren Drucken die Kurve für den Funken auch noch nicht wesentlich flacher wird. Da die Intensität der Komponente mit μ = 2,5 im Vergleich zu der Intensität der Komponente mit μ = 38 im Zylinderfeld kleiner ist als in der Funkenentladung, dürfte sich deren Absorption im Zylinderfeld auch erst bei höheren Drucken bemerkbar machen als im Funken.

Nun interessiert neben der Druckabhängigkeit von $\tilde{\omega}/\alpha$ auch die Abhängigkeit von E/p. Fig. 7 zeigt die Ergebnisse von 3 Meßreihen, bei denen jeweils der Druck konstant gehalten wurde. Die weitgehende Konstanz von $\tilde{\omega}/\alpha$ weist darauf hin, daß (siehe Anhang) $\tilde{\omega}/p$ bis auf einen Proportionalitätsfaktor den gleichen Verlauf zeigt wie α/p .(Die in Fig. 6 eingezeichneten Werte entsprechen einem E/p, das höher liegt als die jeweiligen Endpunkte der Kurven von Fig. 7, da sie aus Meßpunkten mit höheren Stromwerten bestimmt wurden, die für die Bestimmung des Ak notwendig sind). Wenn man annimmt, daß das Anregungsniveau der Strahlung nur wenig über dem Ionisierungsniveau liegt, dann ist diese Proportionalität verständlich, da sowohl die Ionisierung als auch die Anregung von Elektronen gleicher Energie bewirkt wird (siehe Anhang).

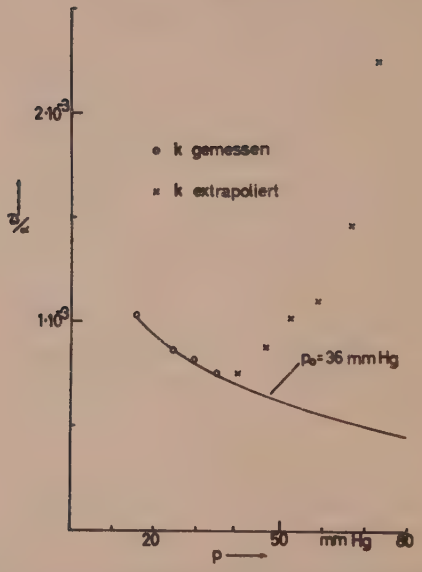

Fig. 6. Zahl der pro ionisierenden Stoß eines Elektrons im Zylinderfeld emittierten Photonen der Strahlungskomponente mit μ =38 in Sauerstoff. Die mit extrapolierten Absorptionskoeffizienten berechneten Werte sind durch zusätzliche Absorption der Strahlung mit μ =2,5 verfälscht.

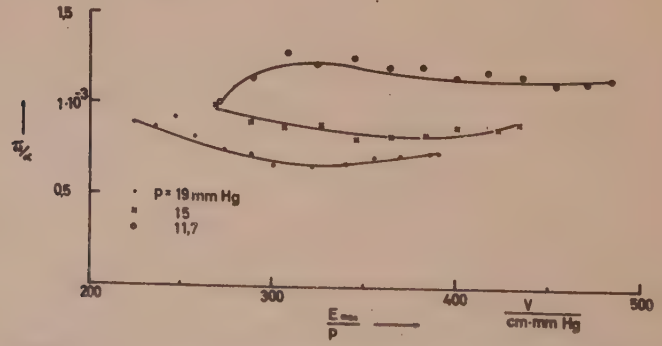

Fig. 7. Zahl der pro ionisierenden Stoß eines Elektrons im Zylinderfeld emittierten Photonen der Strahlungskomponente mit μ =38 in Sauerstoff in Abhängigkeit vom E/p am Innenleiter der Entladungsstrecke.

Der Gesamtänderung von E/p in den Meßreihen der Fig. 7 entspricht jeweils eine Änderung des Entladungsstromes um etwa 10^3. Wie bereits in I diskutiert, zeigt die Proportionalität von Ionisationskammerstrom und Entladungsstrom, daß die hier gemessene gasionisierende Strahlung durch direkten Elektronenstoß angeregt wird und im Sauerstoff von Niveaus oberhalb der ersten Ionisierungsgrenze stammt.

IV Gemische aus Stickstoff und Sauerstoff

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, besteht für ein Gasgemisch mit Gaskomponenten verschieden großer Ionisierungsenergien eine zweite Möglichkeit der Photoionisierung, die bedeutend sein dürfte für die Untersuchung der Photoionisierung eines Gases, das Verunreinigungen mit geringeren Ionisierungsenergien enthält.

Das bei Gasentladungsuntersuchungen am häufigsten auftretende Gemisch ist die Luft. Es ist daher von Interesse, das Verhalten von Gemischen aus Stickstoff und Sauerstoff zu untersuchen.*

Die Ionisierungspotentiale sind:

O_2 12,075 V nach [2]

N_2 15,58 V nach [3].

Fig. 8 zeigt Ak wie sie in Gemischen verschiedener Konzentrationen gemessen wurden. Zunächst reiner Sauerstoff, dann eine Mischung von etwa 1 : 1, dann ein Gemisch, das dem Verhältnis von Sauerstoff und Stickstoff in der Luft entspricht und ein Gemisch von etwa 1 % Sauerstoff in Stickstoff. Für Mischungen unter 1 % Sauerstoff ändern sich die Ak nicht mehr, was darauf hinweist, daß der Sauerstoff dort an der Absorption nicht wesentlich beteiligt ist, und der Stickstoff selbst absorbiert.

Die vorliegenden Kurven gestatten folgende Aussage:
In den Gemischen werden eine oder mehrere neue - gegenüber den Verhältnissen in Sauerstoff allein - Komponenten wirksam, die vom

* Über einen Teil der Untersuchungen von N_2-O_2 Gemischen wurde auf der "Fourth International Conference on Ionisation Phenomena in Gases - Uppsala - 1959" vorgetragen. Eine Zusammenfassung dieses Vortrages ist in [4] erschienen.

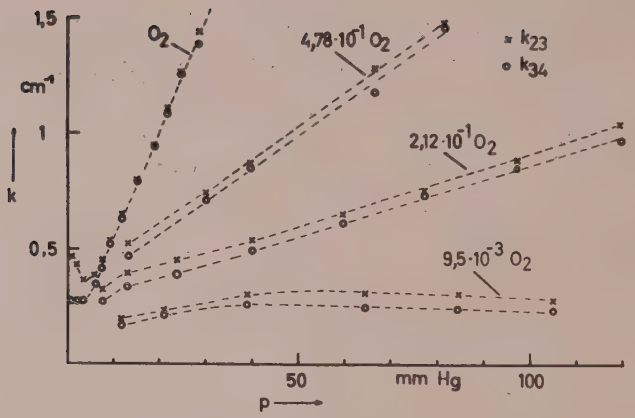

Fig. 8. Absorptionskoeffizienten von Gemischen aus Stickstoff und Sauerstoff.

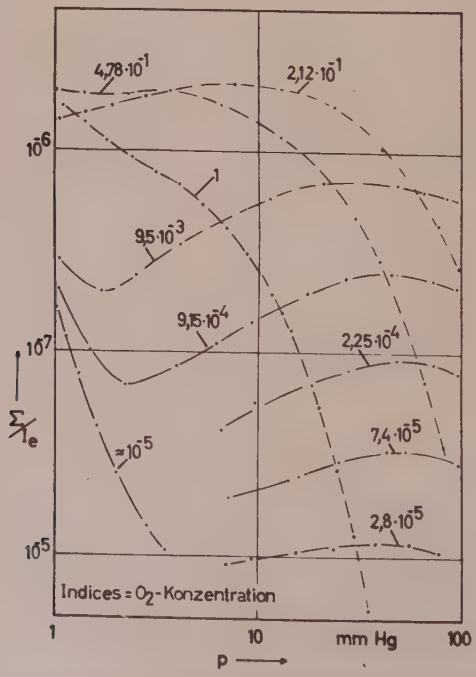

Fig. 9. Σ/I_e für Gemische aus Stickstoff und Sauerstoff.

Stickstoff emittiert werden. Dies läßt sich folgendermaßen zeigen.

In reinem Sauerstoff wird bei einem Druck von 30 mm Hg ein k = 1,5 gemessen. Wäre diese Sauerstoffstrahlung allein in dem Gemisch von ca. 1 : 1 wirksam, dann müßte dieses k = 1,5 - einem Partialdruck des Sauerstoffs von 30 mm Hg entsprechend - bei einem Gesamtdruck von 60 mm Hg gemessen werden oder sogar bei einem kleineren Druck, falls der Stickstoff selbst diese Strahlung auch absorbiert. Der Wert von 1,5 wird aber erst bei einem Gesamtdruck von 85 mm Hg erreicht, was also durch die Absorption einer neuen von der Sauerstoffstrahlung verschiedenen Strahlungskomponente bewirkt sein muß. Bei Absorption der Sauerstoffstrahlung allein müßte überdies auch noch das Beersche Gesetz erhalten sein, was offensichtlich nicht der Fall ist.

Die Größe des Ak in Abhängigkeit von der Sauerstoffkonzentration kann man folgendermaßen darstellen. Der Anteil des Stickstoffs ist in dem dargestellten Druckbereich praktisch druckunabhängig und wird mit k_o angesetzt. Diese Druckunabhängigkeit läßt sich durch die Absorption mehrerer Strahlungskomponenten erklären, die nicht sehr verschiedene μ haben und durch entsprechende Ausfilterung einen scheinbar druckunabhängigen Ak bewirken. - Betrachtet man z. B. in Fig. 4 bei einem Druck von etwa 100 mm Hg das Übergangsgebiet zwischen den beiden Ak und denkt sich zusätzlich noch eine Strahlungskomponente mit μ = 1,5 dazu, so läßt sich damit das Zustandekommen eines druckunabhängigen k_o verstehen. - Verlängert man den geradlinigen Teil der Ak-Kurven der Mischungen 47,8 % und 21,2 % O_2 zum Nullpunkt hin, so ergibt sich ein Schnittpunkt mit der k-Achse, der bei k_o liegt. Das heißt: da die Absorption des Stickstoffs annähernd druckunabhängig, in den Gemischen also praktisch bei jedem Partialdruck gleich groß ist, geht der Stickstoffanteil des Ak stets als eine Konstante ein. Zusätzlich zu der Stickstoffabsorption kommt nun der Sauerstoffanteil, der seinerseits dem Beerschen Gesetz folgt. Gegenüber dem Sauerstoff haben also sämtliche absorbierten Komponenten den gleichen Ak. Dies widerspricht nicht dem Tatbestand, daß diese Komponenten durch den Stickstoff verschieden stark absorbiert werden, da verschiedene

Resonanzlinien des Stickstoffs wohl vom Stickstoff verschieden stark, im Absorptionskontinuum des Sauerstoffs aber alle gleich stark absorbiert werden können. Es läßt sich also schreiben:

$$k = k_o + \frac{\mu_{O_2} \cdot p_{O_2}}{760} , \qquad (4)$$

mit $k_o = 0{,}28\ cm^{-1}$

$\mu_{O_2} = 25\ cm^{-1}$

p_{O_2} = Sauerstoffpartialdruck in mm Hg.

Dabei ist zu bemerken, daß das k_o wegen der Ausfilterung der Komponenten ortsabhängig ist, nicht aber μ_{O_2}.

Die Gültigkeit des Beerschen Gesetzes für Konzentrationen bis 50 % O_2 läßt den Schluß zu, daß in Mischungen dieser Konzentrationen im wesentlichen nur die vom Stickstoff emittierte Strahlung absorbiert wird, die in ihrer Intensität so stark ist, daß die Sauerstoffstrahlung mit $\mu = 38$ nicht wesentlich merklich wird.

Es bleibt nun noch zu klären, ob die vom Stickstoff emittierte Strahlung nur den Sauerstoff oder auch den Stickstoff selbst ionisiert. Wie bereits erwähnt, bleibt der Ak für Sauerstoffkonzentrationen unterhalb 1 % unverändert. Würde der Stickstoff durch die Absorption auch ionisiert, dann müßte die absorbierte Intensität in der Ionisationskammer für kleine Sauerstoffkonzentrationen weitgehend konstant bleiben. Eine Aufklärung darüber gibt Fig. 9. Dort sieht man, daß die Zahl der zur Ionisierung führenden Photonen für einen festen Gesamtdruck für Sauerstoffkonzentrationen unter 1 % eine sehr starke Abnahme mit abnehmendem Sauerstoffzusatz zeigt, was also bedeutet, daß der Stickstoff nicht ionisiert wird. Die Größe und Art dieser Abnahme ist in Fig. 10 für einen Gesamtdruck von 40 mm Hg herausgezogen. Für kleine Sauerstoffkonzentrationen unterhalb 1 % ist Σ/l_e direkt proportional zu der Sauerstoffkonzentration. Die folgende Fallunterscheidung zeigt, daß dieser lineare Zusammenhang bedeutet, daß hier Stickstoffstrahlung den Sauerstoff allein ionisiert.

Es sind folgende Prozesse denkbar:

a) Stickstoffstrahlung ionisiert den Sauerstoff,

b) Sauerstoffstrahlung wird sowohl von Stickstoff als auch von

Sauerstoff absorbiert, ionisiert aber nur den Sauerstoff,

c) Sauerstoffstrahlung ionisiert sowohl Sauerstoff als auch Stickstoff.

Für sehr kleine Sauerstoffkonzentrationen und einen festen Gesamtdruck sowie ein festes E/p werden in der Ionisationskammer Y Photonen absorbiert

$$Y = I_e \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \cdot f(p_{O_2}) \frac{\tilde{\omega}}{\alpha} \left[e^{-\left(k_o + \frac{\mu_{O_2} \cdot p_{O_2}}{760}\right) x_2} - e^{-\left(k_o + \frac{\mu_{O_2} \cdot p_{O_2}}{760}\right) \cdot x_3} \right] . \qquad (5)$$

Es sind k_o der Ak des Stickstoffs,

$\frac{\mu_{O_2} \cdot p_{O_2}}{760}$ der Ak des Sauerstoffs,

$f(p_{O_2})$ eine Funktion, die die Abhängigkeit der emittierten Intensität vom Sauerstoffpartialdruck angibt.

zu a): Die Emission der Stickstoffstrahlung ist unabhängig von der Sauerstoffkonzentration, also $f(p_{O_2}) = 1$. Von den absorbierten Photonen ionisiert nur der Bruchteil, der gegeben ist durch den Quotienten aus dem Ionisierungsquerschnitt und dem Gesamtabsorptionsquerschnitt, also

$$\Sigma = \frac{\frac{\mu_{O_2} \cdot p_{O_2}}{760}}{k_o + \frac{\mu_{O_2} \cdot p_{O_2}}{760}} \cdot Y \qquad (6)$$

Wegen $\frac{\mu_{O_2} \cdot p_{O_2}}{760} \ll k_o$

ist also $$\Sigma / I_e = \text{const} \cdot p_{O_2} . \qquad (7)$$

zu b): Die Intensität der Sauerstoffstrahlung ist dem Sauerstoffpartialdruck proportional, also $f(p_{O_2}) = p_{O_2}$. Zur Ionisierung führt der gleiche Bruchteil wie bei a), woraus folgt

$$\Sigma / I_e = \text{const} \cdot p_{O_2}^2 . \qquad (8)$$

zu c): Hier ist wiederum $f(p_{O_2}) = p_{O_2}$. Da jedes absorbierte Photon auch ionisiert, ist also $\Sigma / I_e = \text{const} \cdot p_{O_2}$.

Da der Fall a) zufolge der Betrachtungen über die Ak bei höheren Sauerstoffkonzentrationen sicher auftritt, kann

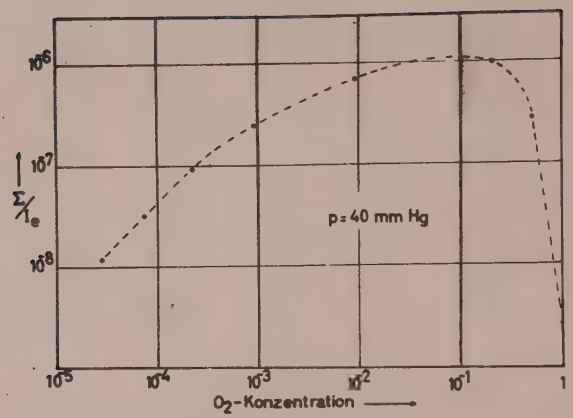

Fig. 10. Auszug aus Fig. 9. Σ/I_e für einen Gesamtdruck von 40 mm Hg und konstantes E/p in Abhängigkeit von der Sauerstoffkonzentration.

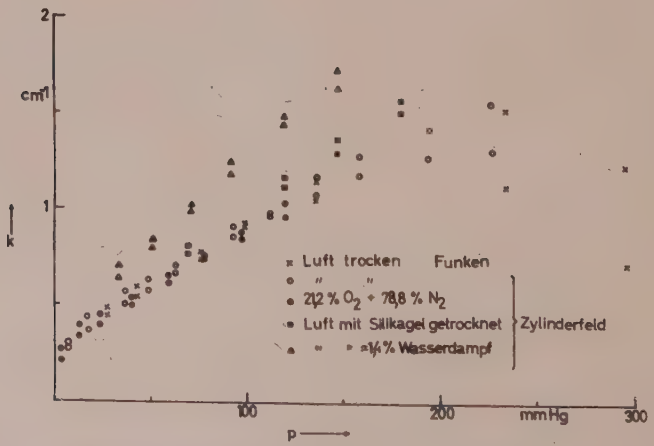

Fig. 11. Absorptionskoeffizienten von trockener und feuchter Luft, sowie des luftähnlichen Gemisches von 21,2 % Sauerstoff und 78,8 % Stickstoff.

der Fall c) nur noch zusätzlich zu a) auftreten und wäre dann von a) nicht zu unterscheiden. Der Fall c) benötigt aber Photonen, die um mindestens 3,5V über der Ionisierungsgrenze des Sauerstoffs liegen. Wegen der voraufgegangenen Betrachtungen über die Ak in Gemischen mit höheren Sauerstoffkonzentrationen ist die Existenz einer Sauerstoffstrahlung aber ohnehin unwahrscheinlich. Für die Erklärung der linearen Abhängigkeit von Σ/I_e bei kleinen Sauerstoffkonzentrationen in Fig. 10 bleibt also nur der Fall a) übrig, wie zu zeigen war.

V Luft

1. Trockene Luft.

Die Eigenschaften der gasionisierenden Strahlung in Luft sind bedingt durch die beiden Hauptbestandteile Sauerstoff und Stickstoff. Wie Fig. 11 zeigt, sind die Ak von Luft und die eines Gemisches von 21,2 % O_2 und 78,8 % N_2 praktisch gleich. Der kleine noch bestehende Unterschied zwischen den Ak der Luft und dem Gemisch ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß die als trocken bezeichnete Luft nicht vollkommen trocken war. Die sonstigen Bestandteile der Luft, wie Edelgase etc. sind demnach für diesen Effekt unwesentlich, was sicher darauf zurückzuführen ist, daß Sauerstoff der Bestandteil der Luft mit dem niedrigsten Ionisierungspotential ist. Auch die Σ/I_e- Werte der Fig. 12, die unter den Bedingungen gemessen sind, unter denen die Absorptionskoeffizienten bestimmt wurden, zeigen keinerlei wesentlichen Unterschied zwischen der Luft und dem Stickstoff-Sauerstoffgemisch.

Eine Auswertung der Ergebnisse für trockene Luft ist in Fig. 13 aufgetragen. Dabei ist

$$\bar{\mu} = \frac{k_{23} + k_{24}}{2} \cdot \frac{760}{p} \quad . \qquad (9)$$

$\bar{\omega}/\alpha$ ist unter der Annahme berechnet, daß $\bar{\omega}/\alpha$ über den ganzen E/p-Bereich konstant ist. (Eine genauere Betrachtung über $\bar{\omega}/\alpha$ folgt in einem späteren Abschnitt). Das $\bar{\mu}$ geht bei hohen Drucken gegen den Wert 5 cm^{-1}. Unter Hinzuziehung der Betrachtungen über das Zustandekommen des Ak in den Sauerstoff-Stickstoffgemischen, kann das $\bar{\mu}$ so erklärt werden, daß bei hohen Drucken die Absorption des Stickstoffs gegenüber dem Sauerstoff zu vernachlässigen ist,

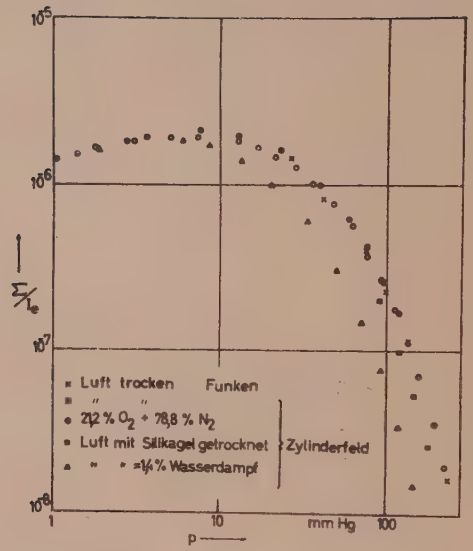

Fig. 12. Σ/I_e-Werte zu den Kurven der Fig. 11.

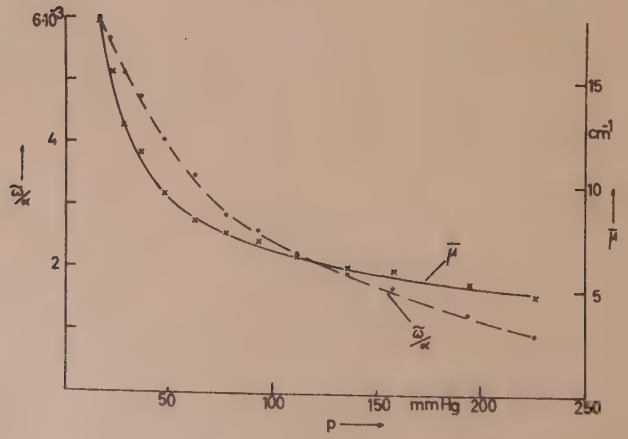

Fig. 13. Der mittlere Absorptionskoeffizient $\bar{\mu} = \frac{k_{23} + k_{34} \cdot 760}{2 \cdot p}$ für trockene Luft und ω/α berechnet mit $\bar{\mu}$.

und das μ für Luft und Atmosphärendruck der Ak des Sauerstoffpartialdruckes ist, also $\bar{\mu} = 25 \cdot 1/5$.

2. Feuchte Luft.
Die vorhin als "trockene Luft" bezeichnete Luft wurde hergestellt, indem normale Zimmerluft zunächst durch ein mit Silikagel gefülltes Rohr und anschließend durch eine mit flüssiger Luft gekühlte Glaskühlfalle mit einem Kühlweg von ca. 1 m in den Rezipienten geleitet wurde. Der etwa 10 l fassende Rezipient wurde in 2,5 Std. auf 300 mm Hg gefüllt. Bei diesem Trocknungsprozeß wird der Luft zugleich auch das Kohlendioxyd entzogen.

Eine Füllung des Rezipienten in 10 Minuten mit der Silikageltrocknung allein ergab die in Fig. 11 eingezeichneten höheren Ak und die dementsprechend niedrigeren Werte von Σ/I_e in Fig. 12. Die Ergebnisse einer Füllung des Rezipienten ohne vorherige Trocknung der Luft, deren Wasserdampfanteil vor dem Einlaß mit 1,4 % gemessen wurde, sind ebenfalls in den Fig. 11 und 12 dargestellt. Eine Abschätzung ergibt, daß Wasserdampf gegenüber dieser ionisierenden Strahlung in Luft einen Ak von $\mu \approx 200$ cm^{-1} besitzt. Bei WEISSLER [5] sind die von mehreren Autoren gemessenen μ von Wasserdampf aufgeführt. In dem Bereich von 800 - 1000Å zeigt Wasserdampf einen Ak für kontinuierliche Absorption (keine Resonanzlinien von Wasserdampf) von $\mu \approx 500$ cm^{-1}. Der eigene Wert ist also zu klein. Er ist ohnehin nur als eine untere Schranke anzusehen, da die Luft im Rezipienten sicher einen kleineren Wasserdampfgehalt hatte als vor dem Einlaß, da sich der Wasserdampf erfahrungsgemäß teilweise an den trockenen Wänden des vorher evakuierten Rezipienten festsetzt.

3. Funken.
Bezüglich der Ak liefert der Funken (Fig. 11) in dem vergleichbaren Druckbereich die gleichen Werte wie die Zylinderfeldentladung. Bei höheren Drucken macht sich eine schwächer absorbierbare Komponente bemerkbar, die nach vorläufigen Messungen mit dem Zylinderfeld auch dort aufzutreten scheint. Die Σ/I_e Werte für den Funken, die auf gleiche Ausblendung umgerechnet sind, wie sie die Zylinderfeldstrahlung erleidet, gleichen nach Fig. 12 den Werten für das Zylinderfeld.

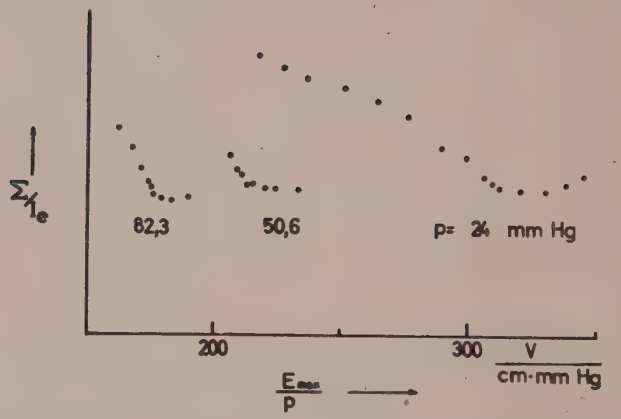

Fig. 14. Abhängigkeit des Quotienten Σ/I_e vom E/p am Innenleiter der Entladungsstrecke in Luft. Der Maßstab von Σ/I_e ist linear, jedoch für alle Kurven verschieden.

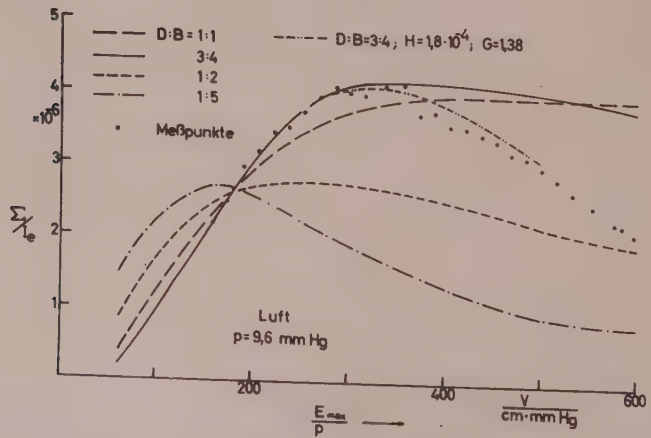

Fig. 15. Anpassung von Σ/I_e-Meßwerten in Luft durch theoretisch berechnete Kurven. (Nähere Erläuterung im Text).

4. Vergleich mit früheren Ergebnissen.

Es sind folgende Messungen von Ak in Luft bekannt:

		Druckbereich mm Hg	μ cm^{-1}
Christoph	[6]	15	53,2
Raether	[7]	136 - 273	2,2 - 1,8
Schwiecker	[8]	200	1,5
Jasinski u. Prowse	[9]	760	0,53
Bainbridge u. Prowse	[10]	465 - 760	0,78 - 0,80

CHRISTOPH wie auch SCHWIECKER haben die Strahlung mit einem Zählrohr nachgewiesen. Dabei wird der Photoeffekt an Oberflächen wirksam und damit auch UV-Licht zur Messung herangezogen, das für eine Ionisierung des Gases zu energiearm ist. Ein Vergleich der Werte ist daher nicht sinnvoll. Der von RAETHER angegebene Wert, der in einem Druckbereich ermittelt wurde, den auch die eigenen Messungen erfassen, ist nur etwa halb so groß wie der eigene. Die Werte von JASINSKI und PROWSE sowie BAINBRIDGE und PROWSE sind bei Drucken gemessen, die die eigenen Messungen nicht erfassen.

5. E/p - Abhängigkeit von ω/α.

In Luft zeigt ω/α eine starke Abhängigkeit von E/p. Einige Meßreihen, die dies zeigen, und die bei konstanten Drucken aufgenommen sind, enthalten die Fig. 14 und 15. Wie aus den im Anhang dargestellten Betrachtungen ersichtlich, lassen sich die für bestimmte Ansätze von ω/p zu erwartenden Werte für Σ/I_e berechnen. Für die Meßreihe bei p=9,6 mm Hg ist ein Angleich der Meßwerte durch berechnete Kurven angestellt. Dabei ist der Ansatz zugrunde gelegt

$$\alpha/p = A \cdot e^{-\frac{B \cdot p}{E}} \quad ; \quad \omega/p = C \cdot e^{-\frac{D \cdot p}{E}} \quad . \qquad (10)$$

Die beste Anpassung liefert das Verhältnis von D:B = 3:4. Um den rechten Teil der Meßwerte anzupassen, ist es nötig, das ω/p mit einem Maximum zu versehen, das durch den Korrekturfaktor

$$1 - H \cdot e^{G \cdot \alpha/p} \qquad (11)$$

hergestellt wird. Da dieses Korrekturglied für große E/p negativ werden kann, wird es in diesem Fall nur bis E/p = 500 benutzt. Eine nähere Betrachtung dieses Korrekturgliedes findet sich im An-

hang.

Für den in Fig. 15 überstrichenen Bereich von E/p wird der Entladungsstrom um den Faktor 10^4 variiert. Auch hierfür gelten die gleichen Betrachtungen über die Anregung der Strahlung durch einfachen Elektronenstoß wie sie für den Sauerstoff angestellt wurden.

Die Meßreihen der Fig. 14 lassen sich nicht mit den gleichen Konstanten angleichen. Das mag daraus zu erklären sein, daß sich wegen der Ausfilterung der verschiedenen Komponenten die Qualität der absorbierten Strahlung ändert und für die verschiedenen Komponenten verschiedene Konstanten D gelten.

Die Kurven der Fig. 14 werden an ihrem rechten Ende flach und steigen teilweise nach rechts wieder an. Das ist bedingt durch die Wirkung der Raumladung, die in diesem E/p-Bereich durch den Entladungsstrom von etwa 10^{-4} A/cm erzeugt wird. Die Raumladung schwächt das Feld an dem Innenleiter in dem Bereich, in dem die wesentliche Gasverstärkung stattfindet. Daher müssen sich hier wieder die Verhältnisse wie bei kleineren E/p einstellen.

VI Stickstoff

Das Verhalten der gasionisierenden Strahlung in Stickstoff läßt sich den Meßwerten für N_2-O_2-Gemische mit sehr kleinen Sauerstoffkonzentrationen entnehmen. Wie in Fig. 9 zu ersehen, streben die Σ/I_e-Kurven für Sauerstoffkonzentrationen unterhalb 1 % bei kleinen Drucken asymptotisch gegen eine Grenzkurve, werden also unabhängig vom Sauerstoffzusatz. Das bedeutet also, daß hier eine vom Stickstoff emittierte Strahlung wirksam wird, die den Stickstoff selbst ionisiert. Der sauberste, zur Verfügung stehende "nachgereinigte" Stickstoff hatte eine Sauerstoffverunreinigung von ca. 10^{-5}. Bei kleinen Drucken unterhalb 2 mm Hg sind die Σ/I_e-Werte praktisch die Asymptote. Für höhere Drucke jedoch ist die Sauerstoffverunreinigung maßgebend für die Meßwerte.

Der Ak dieser eigenionisierenden Stickstoffstrahlung ergibt sich aus Fig. 16. Die bei einer Sauerstoffkonzentration von ca. 1 % bis zu einem Druck von etwa 4 mm Hg flach verlaufenden k-Werte

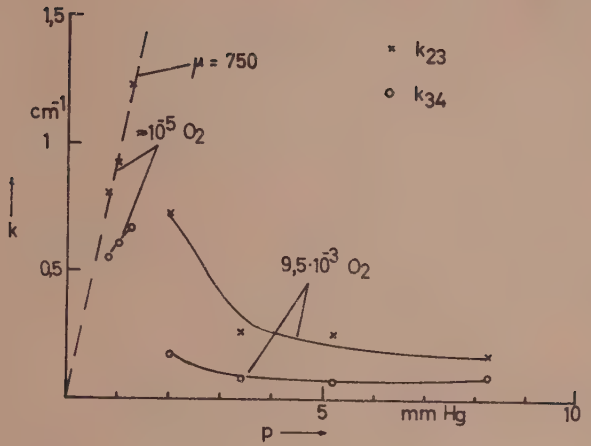

Fig. 16. Absorptionskoeffizienten von Stickstoff-Sauerstoff Gemischen bei kleinen Drucken und kleinen Sauerstoffkonzentrationen.

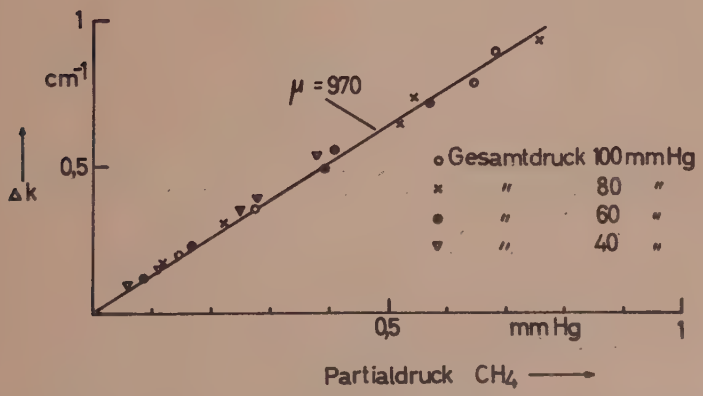

Fig. 17. Durch Methan zusätzlich bewirkter Absorptionskoeffizient Δk gegenüber der gasionisierenden Strahlung in einem Stickstoff-Sauerstoff Gemisch mit etwa 2‰ Sauerstoff.

wachsen bei kleineren Drucken beträchtlich an, entsprechend dem Ansteigen von Σ/I_e in Fig. 9. Für eine Konzentration von etwa 10^{-5}, bei der sich Ak aus Intensitätsgründen nur bei ganz kleinen Drucken messen lassen, ist diese Aufsteilung sehr deutlich. Der Ak dieser Strahlung kann abgeschätzt werden. Wie Fig. 16 zeigt, dürfte $\mu = 750\ cm^{-1}$ etwa die Asymptote sein entsprechend der Geraden für $\mu = 38$ in Fig. 4. Das dieser Strahlung zugehörige $\bar{\omega}/\alpha$ läßt sich mit

$$\bar{\omega}/\alpha \approx 10^{-3}$$ angeben.

In der Literatur liegen folgende Werte von Ak für gasionisierende Strahlung vor. BAINBRIDGE und PROWSE [10] , die eine Funkenentladung verwendet und bei Drucken $460 < p < 760$ mm Hg gemessen haben, geben $\mu = 0{,}25\ cm^{-1}$ an. Dieser Wert ist sicher auf die Ionisierung der Sauerstoffverunreinigung des Stickstoffs zurückzuführen. Da der Ak bei kleinen Sauerstoffverunreinigungen von diesen unabhängig ist, kann wegen der dann auftretenden Reproduzierbarkeit leicht der Eindruck entstehen, es handele sich um einen reinen Stickstoffeffekt. MAUNSELL [11] gibt ein $\mu = 11000\ cm^{-1}$ an, das bei Drucken von 10^{-2} - 10^{-1} mm Hg bestimmt wurde. Strahlung mit einem so hohen μ kann in dem Druckbereich, der in der eigenen Arbeit verwendet wurde, nicht nachgewiesen werden. Überdies entstammt die Strahlung bei MAUNSELL keiner regulären Gasentladung. Es werden dort nämlich monoenergetische Elektronen von 50 eV in einen Gasraum geschossen, die dort die Moleküle anregen.

Ein Vergleich mit den bei WEISSLER [5] angegebenen μ zeigt, daß ein kleinerer Wert für μ bei Stickstoff auch kaum zu erwarten ist, da die μ für kontinuierliche Absorption schon sehr nahe an der Ionisierungsgrenze ein Maximum $\mu \approx 650\ cm^{-1}$ bei etwa 750 Å erreichen. Die μ für Resonanzlinien dürften also über 650 liegen.

VII Methanzusätze zu verunreinigtem Stickstoff

Fügt man zu einem mit etwa 1 ‰ O_2 verunreinigten Stickstoff etwas Methan zu, so erhöht sich der Ak wesentlich. In Fig. 17 sind die Zunahmen Δk in Abhängigkeit vom Partialdruck des Methans für mehrere Gesamtdrucke aufgetragen. Der Ak folgt dem Beerschen Gesetz. Auf Atmosphärendruck reduziert, erhält man

$$\mu \approx 970\ cm^{-1}.$$

Dieser Absorptionskoeffizient des Methans bezieht sich auf die Strahlungskomponenten des Stickstoffs, die den Sauerstoff ionisieren. Da das Ionisierungspotential von Methan

CH_4 12,99 V nach [2] ist,

können in diesem Gasgemisch keine Strahlungskomponenten das Methan ionisieren, die nicht bereits den Sauerstoff ionisieren. Die μ für kontinuierliche Absorption liegen bei WEISSLER [5] im Bereich von 1000 Å bei 1000 cm^{-1} und an der Ionisierungsgrenze von Methan ist $\mu \approx 1300\ cm^{-1}$.

Es ist allerdings die Frage, ob die vom Methan absorbierten Photonen, die den Sauerstoff ionisieren, auch das Methan ionisieren. Eine Antwort gibt folgende Betrachtung.

Es sei $k = k_o + \frac{\mu_{O_2} \cdot p_{O_2}}{760} + \Delta k$ der Gesamtabsorptionskoeffizient. Die Zahl der absorbierten Photonen ist dann nach (5)

$$Y = I_e \cdot \frac{\Omega \cdot \tilde{\omega}}{4\pi \cdot \alpha} \left[e^{-k \cdot x_1} - e^{-k \cdot x_5} \right].$$

Es wird davon folgender Bruchteil ionisieren, wenn man unter Zuhilfenahme der Ergebnisse für die N_2-O_2 Gemische annimmt, daß k_o nicht zur Ionisierung beiträgt, und a die Photoionisierungsausbeute, - das ist der Quotient aus dem Ionisierungsquerschnitt und dem Absorptionsquerschnitt -, des Methans ist.

$$\Sigma = \frac{\frac{\mu_{O_2} \cdot p_{O_2}}{760} + a \cdot \Delta k}{k} \cdot Y$$

Bei a=1 werden sämtliche vom Methan absorbierten Photonen das Methan ionisieren, bei a=0 ist die Methanabsorption nicht mit einer Ionisierung verbunden. Eine Analyse der Ergebnisse liefert

$$0{,}4 < a < 0{,}6,$$

d.h. etwa die Hälfte der absorbierten Photonen ionisieren das Methan auch. Dieses Ergebnis kann nun zweifach gedeutet werden. Wenn jedes Photon, das das Methan zu ionisieren vermag, dies auch tut, dann würde das bedeuten, daß nur die Hälfte der Photonen eine Energie besitzt, die größer als 12.99 V ist. Andererseits ist es aber auch möglich, daß nur die Hälfte der Photonen, die das Methan ionisieren können, dies auch wirklich tut. Nach WEISSLER [5] steigt die Photoionisierungsausbeute a von Methan linear mit der Differenz aus

der Photonenenergie und der Ionisierungsenergie an und zwar von 13 V bis 15,5 V, wo a für höhere Energien mit a=1 konstant bleibt. Da die Energie dieser Photonen, die den Stickstoff nicht ionisieren können, sicher unter 15,58 V liegt, muß also nach den Angaben von WEISSLER a < 1 sein, so daß die Mehrzahl der absorbierten Photonen größere Energien als die Ionisierungsenergie des Methans besitzen dürfte .

VIII Kohlendioxyd

Auch in Kohlendioxyd kann eine gasionisierende Strahlung nachgewiesen werden. Die Absorptionskoeffizienten (Fig. 18) haben den für ein Strahlengemisch mit verschiedenen μ typischen Verlauf. Eine Abschätzung liefert für die absorbierten Komponenten Ak, die etwa

$$200 < \mu < 800 \text{ cm}^{-1}$$ betragen.

Um einen Anhalt für die Größenordnung von $\tilde{\omega}/\alpha$ in CO_2 zu bekommen, kann man aus der absorbierten Intensität und dem mittleren $K = (k_{23}+k_{34})/2$ folgende Werte errechnen.
(Entladungsstrom für alle Drucke 7.10^{-6} A/cm).

Druck mm Hg	0,8	1,5	2,4	3,1
$\tilde{\omega}/\alpha$ in 10^{-4}	4,8	2,8	1,2	0,6

Für Ströme $I_e < 2.10^{-5}$ A/cm ist Σ/I_e bei einer Variation des Stromes um den Faktor 10 bis auf etwa 2 % konstant.

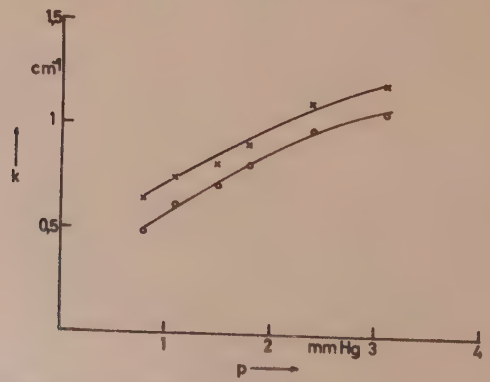

Fig. 18. Absorptionskoeffizienten in Kohlendioxyd.

IX Anhang

Gasverstärkung und Photonenemission in einem koaxialen Zylinderfeld.

1. Gasverstärkung.

Nimmt man auch für das inhomogene Zylinderfeld für α/p die Beziehung an:

$$\alpha/p = A \cdot e^{-B \cdot p/E} ,$$

dann ergibt sich für die Gasverstärkung

$$\ln \eta_{\infty} = -\int_{r}^{R} \alpha \cdot d\varrho$$

$$= p \cdot r \cdot A/B \cdot E_r/p \left[e^{-B \cdot p/E_r} - e^{-B \cdot p/E_R} \right] \qquad (12)$$

r = Radius des Innenleiters
R = " " Außenleiters

Bei genügend großer Inhomogenität $R \gg r$ - also $E_R \ll E_r$ - ist der zweite Term zu vernachlässigen, der die Gasverstärkung von ∞ bis R angibt, und man erhält:

$$\ln \eta_{\infty} = p \cdot r \cdot A/B \cdot E_r/p \cdot e^{-B \cdot p/E_r}$$

$$= p \cdot r \cdot f(E_r/p)$$

$$1/p \cdot r \cdot \ln \eta_{\infty} = f(E_r/p) \quad . \qquad (13)$$

Es ist also der mit $1/p \cdot r$ multiplizierte Logarithmus der Gasverstärkung eine Funktion des E/p am Innenleiter. Die Beziehung (13) ist von JOHNSON [12] experimentell bestätigt worden. Die das α/p bestimmenden Konstanten A und B sind allerdings von den im ebenen Feld ermittelten Werten verschieden.

2. Photonenemission.

Wenn man bei der Berechnung des ersten Townsendkoeffizienten die vereinfachten Bedingungen zugrunde legt, daß

a) die stoßenden Elektronen eine Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung haben, und ferner
b) die Ionisierungswahrscheinlichkeit der Elektronen linear mit der Differenz aus der Elektronenenergie und der Ionisierungsenergie wächst, also

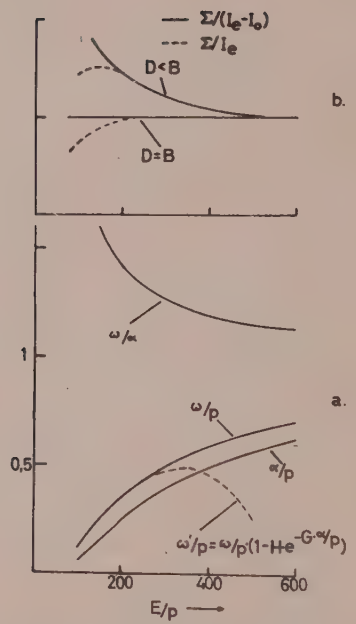

Fig. 19. a. Normiertes α/p nach JOHNSON. Wegen ω/p siehe Text.
b. Qualitativ zu erwartender Verlauf des Quotienten aus dem Ionisationskammerstrom und dem Entladungsstrom bei verschiedenen Annahmen über ω/p. Näheres siehe Text.

$$s = b\,(U_e - U_{ion}), \qquad (14)$$

was für nicht allzu große Elektronenenergien gilt, dann erhält man unter gewissen Vernachlässigungen (siehe z. B. GRANOWSKI[13]) eine Beziehung der Form

$$\alpha/p = \text{const} \cdot b \cdot U_{ion} \cdot e^{-\text{const}' \cdot U_{ion} \cdot p/E} \qquad (15)$$

Hierin sind const und const' Gaskonstanten.

Da für die Anregungswahrscheinlichkeit von Atomen durch stoßende Elektronen auch die Näherung (14) angesetzt werden kann, wenn man U_{ion} durch die Anregungsenergie U_{phot} ersetzt, kommt man ebenfalls unter Annahme einer Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung zu einer Beziehung der Form (15). Demnach kann man also setzen

$$\alpha/p = A \cdot e^{-B \cdot p/E}, \quad \omega/p = C \cdot e^{-D \cdot p/E} \cdot g(p), \qquad (10)$$

wobei nach dem oben Gesagten $D/B = U_{phot}/U_{ion}$ ist, wenn sich α und ω auf das gleiche Gas beziehen. Die Funktion g(p) soll das "quenching" berücksichtigen. Für eine gasionisierende Strahlung in einem Gas mit nur einer Sorte von Molekülen, wo $U_{phot} > U_{ion}$ sein muß, wird also auch $D/B > 1$ zu erwarten sein. In einem Gasgemisch dagegen kann für eine gasionisierende Strahlung auch $D/B < 1$ auftreten.

Die Fig. 19a zeigt $\alpha/p = f(E/p)$ mit einem B, das von JOHNSON [12] im Zylinderfeld für Luft ermittelt wurde und ein ω/p für das $D/B = 0{,}75$ gesetzt ist. α/p und ω/p sind auf $A/C \cdot g(p) = 1$ normiert. Aus diesen beiden Kurven erhält man ein ω/α, das ebenfalls in Fig. 19a zu sehen ist.

Es ist nun die Frage, wie sich der Quotient D/B auf die Meßergebnisse auswirkt. Wenn $\omega/\alpha = \text{const.}$, also B = D ist, dann wird die Zahl der von der Entladung emittierten Photonen der Zahl der durch Gasverstärkung in der Entladungsstrecke neu entstandenen Ladungsträger proportional sein, also

$$\Sigma/(I_e - I_o) = \text{const},$$

wenn Σ der Strom in der Ionisationskammer ist, der ja dem von der Entladung emittierten Photonenstrom proportional ist,

I_e der Strom in der Entladungsstrecke,
I_o der durch UV-Einstrahlung an der Kathode ausgelöste Elektronenstrom ist.

Trägt man dagegen Σ/I_e auf, weil I_o nicht bekannt ist, dann wird $\Sigma/I_e = \text{const}\ (1 - I_o/I_e)$. Beide Darstellungen sind in Fig. 19b skizziert.

Bei $D/B < 1$ dürfte sich für $\Sigma/(I_e - I_o)$ ein Verlauf ergeben, der dem von ω/α ähnlich ist. Bei der Darstellung Σ/I_e wird sich jedoch bei kleinen Gasverstärkungen wiederum wie im Falle D = B ein Abfall ergeben, womit die Kurve ein Maximum erhält, wie dies ebenfalls in Fig. 19b skizziert ist.

Eine genaue Darstellung des Verlaufs von Σ/I_e unter Zugrundelegung von (10) liefert folgende Rechnung, die sich auf ein koaxiales Zylinderfeld bezieht.

Die im Zylinderfeld auf dem Wegstück $d\varrho$ gebildete Zahl von Photonen ist

$$dM = -\omega(\varrho) \cdot n(\varrho)\, d\varrho . \qquad (16)$$

Unter Zuhilfenahme von (12) und Einführung der Transformation

$$t = \frac{A \cdot U}{B \cdot \ln R/r} \cdot e^{-B \cdot p/U \cdot \ln R/r \cdot \varrho}$$

ergibt sich

$$dM = -n_o \cdot C/A \cdot g(p) \cdot \left[\frac{A \cdot U}{B \cdot \ln R/r}\right]^{1-D/B} \cdot e^{-t(R)} \cdot e^{t(\varrho)} \cdot t(\varrho)^{D/B-1} . \qquad (17)$$

Hierin ist

$e^{t(\varrho)}$ die Gasverstärkung am Orte ϱ,

U die an der Entladungsstrecke liegende Spannung,

$e^{-t(R)}$ ein Korrekturglied, das die Gasverstärkung von ∞ bis R berücksichtigt und bei genügend großer Inhomogenität und großem R praktisch gleich 1 ist.

Löst man das nicht geschlossen integrierbare Integral durch Reihenentwicklung

$$\int_{t(r)}^{t(R)} t^{D/B-1} \cdot e^{t} \cdot dt = \int \sum_{z=0}^{\infty} \frac{t^{z+D/B-1}}{z!} dt$$

$$= t^{D/B-1} \sum_{z=1}^{\infty} \frac{t^{z}}{z!\left(1+\frac{D/B-1}{z}\right)} \Bigg|_{t(r)}^{t(R)} \qquad (18)$$

$$= F\left\{t(R), D/B\right\} - F\left\{t(r), D/B\right\} \quad , \qquad (19)$$

so ergibt sich für die Zahl der emittierten Photonen

$$M = n_0 \cdot C/A \cdot g(p) e^{-t(R)} \left(\frac{A \cdot U}{B \cdot \ln R/r}\right)^{1-D/B} \cdot \left(F\left\{t(r), D/B\right\} - F\left\{t(R), D/B\right\}\right). \qquad (20)$$

Für den Fall D=B ergibt (20)

$$M = n_0 \cdot C/A \cdot g(p) e^{-t(R)} \left(e^{t(r)} - 1\right) \quad . \qquad (21)$$

Die Zahl der emittierten Photonen ist also direkt proportional der Anzahl der gasverstärkten Elektronen, wie zu erwarten war. M ist die gesamte von der Entladung emittierte Strahlung. In Richtung auf die Ionisationskammer wird dabei der Anteil

$$\Omega/4\pi$$ abgestrahlt,

von dem der Bruchteil

$$e^{-k \cdot x_2} - e^{-k \cdot x_5}$$

absorbiert wird. Wenn a die Zahl der pro absorbiertes Photon gebildeten Ionenpaare ist, dann werden in der Ionisationskammer

$$L = a \cdot \Omega/4\pi \left(e^{-k \cdot x_2} - e^{-k \cdot x_5}\right) \cdot M = W \cdot M \qquad (22)$$

Ionen gebildet. $L \cdot \varepsilon = \Sigma$ ist dann der in der Kammer gemessene Strom. Bildet man den Quotienten aus Ionisationskammerstrom und Entladungsstrom, dann ergibt sich

$$\Sigma / I_e = W \cdot C/A \cdot g(p) \cdot e^{-t(R)-t(r)} \left(\frac{A \cdot U}{B \cdot \ln R/r}\right)^{1-D/B} \cdot \left(F\left\{t(r), D/B\right\} - F\left\{t(R), D/B\right\}\right). \qquad (23)$$

Eine numerische Auswertung dieser Beziehung (23) für Luft von p=9,6 mm Hg zeigt Fig. 20. Die Werte t(E/p) für große t wurden der Arbeit von JOHNSON[12] entnommen und für t < 2 den Ergebnissen eigener Messungen. Sämtliche Kurven gehen für hohes E/p gegen den Wert $W \cdot C \cdot g(p)/A$. Die Kurve D=B ist konstant und nimmt für kleine E/p mit $(1-e^{-t(\eta)})$ ab. Die übrigen Kurven gehen über ein Maximum, dessen Zustandekommen in den einleitenden Bemerkungen zu diesem Abschnitt diskutiert wurde. Für D=B ergeben somit die Quotienten Σ/I_e unter Berücksichtigung der Absorption und der Raumwinkelbegrenzung direkt den Wert

$$\tilde{\omega}/\alpha = \omega/\alpha \cdot a \,, \qquad (24)$$

wobei $\tilde{\omega}$ die Zahl der für die Ionisierung wirksamen Photonen ist. Bei D ≈ B gibt das reduzierte Σ/I_e noch genügend gut $\tilde{\omega}/\alpha$ für ein "mittleres" E/p am Innenleiter wieder. In diesem Sinne ist $\tilde{\omega}/\alpha$ in dieser Arbeit verwendet.

Für den Angleich der Meßwerte von Fig. 15 bei hohen E/p wird ein Maximum von ω/p benötigt. Das Zustandekommen eines solchen Maximums läßt sich vielleicht dadurch erklären, daß die Darstellung (14) der Anregungswahrscheinlichkeit nur für kleine Differenzen $U_e - U_{phot}$ gilt, da die Anregungswahrscheinlichkeit gegenüber der Ionisierungswahrscheinlichkeit schon bei verhältnismäßig kleinen Elektronenenergien ein Maximum erreicht und dann wieder abfällt. Ein solches Maximum läßt sich herstellen, wenn man die Darstellung

$$\omega/p = C \cdot e^{-D \cdot p/E} \cdot g(p)$$

mit einem Faktor

$$1 - H \cdot e^{G \cdot \alpha/p} \qquad (11)$$

multipliziert. Da dieser Faktor negativ werden kann für große E/p, ist er für nicht allzu große Bereiche von E/p verwendbar, besitzt jedoch gegenüber anderen möglichen Darstellungen den Vorteil, daß er eine Integration des vorliegenden Problems ermöglicht. In Fig. 19a ist ein so verändertes ω'/p eingezeichnet mit Werten H,G wie sie für die Anpassung in Fig. 15 verwendet wurden.

Die Integration von $dM = -\omega'(\varrho) \cdot n(\varrho) \cdot d\varrho$

mit dem Ansatz

$$\omega'/p = g(p) \cdot C \cdot e^{-D \cdot p/E} \cdot (1 - H \cdot e^{G \cdot \alpha/p}) \qquad (25)$$

ergibt unter Vernachlässigung der Glieder mit t (R)

$$M = n_0 \cdot C_A \cdot g(p) \left(\frac{A \cdot U}{B \cdot \ln R/r}\right)^{1-D/B} \left(\Gamma\left(t^{(r)}, D/B\right) - H \frac{t^{D/B-1}}{1+f} \sum_{z=1}^{\infty} \frac{t^{(r)} (1+f)^z}{z! \left(1 + \frac{D/B - 1}{z}\right)} \right), \quad (26)$$

wobei

$$f = \frac{G \cdot B \cdot \ln R/r}{U}$$ ist.

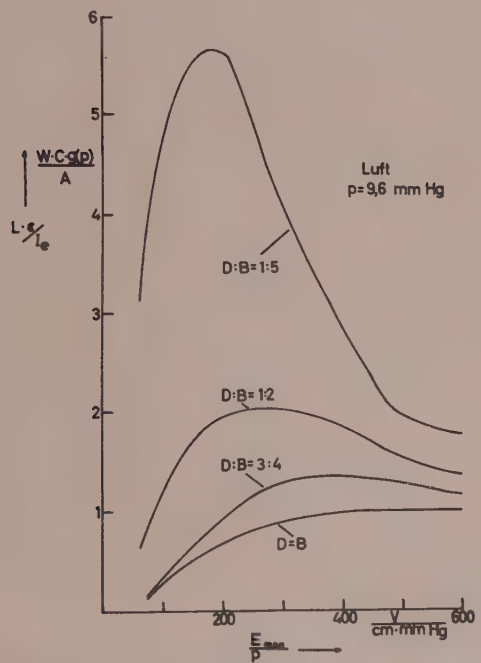

Fig. 20. Ergebnisse der Rechnung für den Quotienten Σ/I_e in Abhängigkeit von D:B (siehe Text).

X Zusammenfassung

Es wird eine Methode zur Messung von Intensitäten und Absorptionskoeffizienten einer gasionisierenden Strahlung, die von Gasentladungen emittiert wird, beschrieben. Zu den bereits aus früheren Messungen bekannten Strahlungskomponenten in Sauerstoff mit $\mu \approx 550$, $\mu \approx 250$ und $\mu = 38$ cm^{-1}, die einer Zylinderfeldentladung entstammten, kommt eine neue Komponente mit $\mu \approx 2{,}5$ cm^{-1} hinzu, deren Absorptionskoeffizient mit Hilfe einer Funkenentladung bestimmt wurde. Eine Entladung in Stickstoff emittiert eine Strahlung mit $\mu \approx 750$. Es wird ferner das Gemisch $N_2 + O_2$ in verschiedenen Mischungsverhältnissen untersucht. Aus dem Verhalten dieser Mischungen läßt sich schließen, daß die in Luft wirksame gasionisierende Strahlung im wesentlichen vom Stickstoff emittiert wird und den Sauerstoff ionisiert. Die übrigen Restbestandteile der Luft sind ohne wesentlichen Einfluß auf diesen Effekt. Der Absorptionskoeffizient für Luft ist etwa $\mu \approx 5$ cm^{-1}. Für Sauerstoff, Stickstoff und Luft ist die Zahl der emittierten ionisierungsfähigen Quanten pro ionisierenden Stoß der Elektronen in der Entladungsstrecke etwa 10^{-3}. In Sauerstoff ist diese Zahl weitgehend unabhängig von E/p. In Luft dagegen nimmt diese Zahl mit steigendem E/p ab. Die ionisierende Strahlung in Luft wird von Methanzusätzen mit $\mu \approx 950$ cm^{-1} (bezogen auf 760 mm Hg Methan) absorbiert, wobei die Photonen, die in Luft ionisieren, auch das Methan teilweise ionisieren. In CO_2 treten mehrere ionisierende Strahlungskomponenten auf, deren Absorptionskoeffizienten zwischen $200 < \mu < 800$ liegen. In einem Anhang wird die Gasverstärkung in einem koaxialen Zylinderfeld und die Abhängigkeit der Strahlungsemission von der Gasverstärkung in der gleichen Feldanordnung rechnerisch behandelt.

XI Literaturverzeichnis

1 Przybylski, A.: Z. Physik 161, 264 (1958)

2 Watanabe, K.: J. Chem. Phys. 26, 542 (1957)

3 Herzberg, H.: Molecular Spectra. New York: D. van Nostrand Comp.

4 Przybylski, A.: in Proceedings of the Fourth International Conference on Ionization Phenomena in Gases. North Holland Publishing Company - Amsterdam - 1960

5 Weissler, G. L.: in Handbuch der Physik Bd. XXI, Springer-Verlag 1956

6 Christoph, W.: Ann. Phys. 30, 446 (1937)

7 Raether, H.: Z.Physik 110, 611 (1938)

8 Schwiecker, W.: Z.Physik 116, 562 (1940)

9 Jasinski, W. u. W.A. Prowse: Inst. Elec. Engrs. Monograph. 1951, 10; 1952, 32

10 Bainbridge, G. R. u. W. A. Prowse: Canad. J. Phys. 34, 1038 (1956)

11 Maunsell, C. D.: Phys. Rev. 98, 1831 (1955)

12 Johnson, G. W.: Phys. Rev. 73, 284 (1948)

13 Granowski, W. L.: Der elektrische Strom im Gas Bd. I, Akademie-Verlag Berlin 1955

Diese Arbeit ist im Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg angefertigt worden. Dem Leiter des Instituts, Herrn Professor Dr. H. Raether danke ich für die Stellung des Themas und die großzügige Förderung dieser Arbeit.

Hamburg, im Oktober 1960

Alfred Pruglycki

Lebenslauf

Am 17. Dezember 1929 wurde ich als Sohn des Predigers Adolf Przybylski in Chelm/Polen geboren. Ich besuchte die polnische Volksschule in Chelm (1937/39), die deutsche Aufbauschule in Chelm (1939/40), die Oberschule in Samter Prov. Posen (1940/45) und die Detlefsenoberschule in Glückstadt (ab 1946), an der ich im Jahre 1950 die Reifeprüfung bestand. Im Wintersemester 1950/51 begann ich das Studium der Physik an der Universität Hamburg. Im Jahre 1955 erhielt ich eine Diplomarbeit am Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg und bestand die Diplomprüfung in Physik im Jahre 1958. Danach arbeitete ich am gleichen Institut an der Dissertation.

Meine akademischen Lehrer waren die Professoren: Fleischmann sowie Neuert (Experimentalphysik), Lenz sowie Bagge (Theoretische Physik), Raether (Angewandte Physik), Weissinger sowie Burau (Mathematik), Wicke (Physikalische Chemie), Schlubach (Chemie) und Raethjen (Meteorologie).

Hamburg, im Oktober 1960

Alfred Przybylski